

Влияние тройных стыков нанотрубок на упрочнение и вязкость разрушения керамических нанокompозитов

© М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько

Институт проблем машиноведения РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: gutkin@def.ipme.ru, ovidko@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 19 октября 2009 г.)

Предложена теоретическая модель, описывающая влияние тройных стыков нанотрубок на упрочнение нанокompозита. Предполагается, что проскальзывание нанотрубок по границе с матрицей происходит путем зарождения и скольжения призматических дислокационных петель, охватывающих нанотрубки. Такие петли тормозятся тройными стыками нанотрубок, что приводит к упрочнению и повышению вязкости разрушения (трещиностойкости) нанокompозита. Показано, что для преодоления дислокационной петлей тройного стыка действующее на петлю сдвиговое напряжение должно превысить некоторый критический уровень. Это критическое напряжение увеличивается по мере уменьшения радиуса и толщины стенки нанотрубок. Сделан вывод, что тройные стыки тончайших нанотрубок, таких как однослойные углеродные нанотрубки, должны приводить к наибольшему упрочнению и повышению трещиностойкости таких нанокompозитов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 08-01-00225-а и 08-02-00304-а) и программы Президиума РАН „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

1. Введение

Одним из наиболее перспективных направлений развития нанотехнологий является создание керамических нанокompозитных объемных материалов и покрытий, обладающих чрезвычайно высокими показателями прочности, твердости и износостойкости [1–10]. В рамках этого направления за последние годы разработано новое поколение нанокompозитов, упрочненных углеродными нанотрубками и нацеленных на широкое практическое применение [11,12]. Внедрение углеродных нанотрубок в металлическую [13–18] или керамическую [12,19–25] матрицу приводит к значительному повышению твердости [12,14,17,24,25], прочности [12–20], модуля Юнга [13,15,16,25], вязкости разрушения [12,19–24] и износостойкости [12,17,25].

Особый интерес вызвало резкое (до 300%) увеличение вязкости разрушения некоторых керамических нанокompозитов после их упрочнения углеродными нанотрубками [21–23]. Эти работы послужили стимулом к изучению возможных микромеханизмов замедления роста трещин в таких материалах. Хорошо известно [20], что основные механизмы повышения вязкости разрушения, связанные с присутствием в нанокompозите углеродных нанотрубок, — это разрывы нанотрубок, их выдергивание из матрицы, связывание нанотрубками берегов трещины и отклонение трещины. Авторы недавней работы [24] обращают особое внимание на такие факторы, как многонаправленность „мостиков“ и „якорей“, образованных разнонаправленными углеродными нанотрубками, которые соединяют берега трещины и не позволяют им расходиться, на роль границы раздела между нанотрубкой и матрицей, а также на присутствие тройных стыков нанотрубок. Нанотрубки, образующие тройные стыки, являются одним из видов ветвящихся

нанотрубок, которые производятся из углерода [26–29], CN_x [30], Al_2O_3 [31] и т.д. в основном для применения в наноприборных структурах. В то же время их можно было бы использовать для упрочнения нанокompозитов. Благодаря своей сложной форме они бы стали более эффективным упрочнителем, чем обычные нанотрубки.

Цель настоящей работы — построение теоретической модели, которая описывает пластическую деформацию в нанокompозитах на границах между тройными стыками нанотрубок (в частности, углеродных) и окружающей матрицей и позволяет судить о влиянии этих тройных стыков на упрочнение и вязкость разрушения нанокompозитов.

2. Модель

В качестве упругой модели тройного стыка нанотрубок рассмотрим соединение двух полых цилиндрических трубок, погруженных в упругую матрицу (рис. 1). Предполагается, что материалы трубок и матрицы упруго-изотропны и имеют разные модули сдвига (G_1 и G_2) и коэффициенты Пуассона (ν_1 и ν_2). Трубки, имеющие одинаковое сечение с внешним радиусом R и толщиной стенки h , соединены под прямым углом. На внешней поверхности трубок поддерживается идеальный контакт с матрицей, а их внутренняя поверхность свободна от напряжений. Введем декартову систему координат с началом на оси „вертикальной“ трубки таким образом, чтобы ось x проходила по нижней линии поверхности „горизонтальной“ трубки, а ось y — по оси „вертикальной“ трубки.

Предположим, что в процессе деформирования или разрушения такой системы на „вертикальную“ трубку действует осевая сила, стремящаяся выдернуть трубку

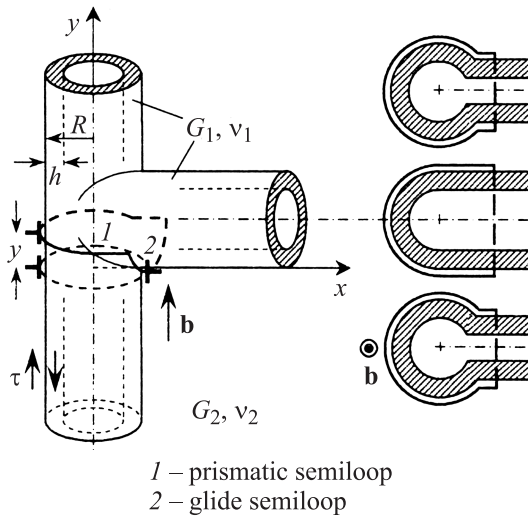


Рис. 1. Схема огибания скользящей призматической дислокационной петлей с вектором Бюргерса \mathbf{b} области стыка нанотрубок. На разрезах справа показано изменение конфигурации дислокационной петли на участках $h < y < R$, $y = R$ и $R < y < 2R - h$ (снизу вверх).

из матрицы. Под действием этой силы на внешней поверхности „вертикальной“ трубки действует сдвиговое напряжение τ (рис. 1). Механизмом релаксации этого напряжения могут служить образование и скольжение вдоль границы раздела круговой призматической дислокационной петли с вектором Бюргерса \mathbf{b} [32,33]. Место стыка трубок служит стопором для скольжения такой петли. На рис. 1 заторможенная петля показана штриховой линией в плоскости $y = 0$. Чтобы преодолеть место стыка трубок и скользить дальше, петля должна изменить свою форму — сначала из окружности превратиться в сложную пространственную петлю, охватывающую участки поверхности обеих трубок, а потом — в две замкнутые круговые петли: одну (призматическую) вокруг „вертикальной“ трубки, а другую (петлю скольжения) вокруг „горизонтальной“ трубки. После этого призматическая петля сможет продолжить свое скольжение вдоль „вертикальной“ трубки, а петля скольжения останется вокруг „горизонтальной“ трубки и будет играть роль дополнительного стопора для новых призматических петель, скользящих вдоль „вертикальной“ трубки. Такой механизм преодоления стыка двух трубок аналогичен механизму Орована обхода дислокациями выделений в плоскости скольжения.

Рассмотрим, какие условия необходимы для срабатывания предложенного механизма. Для этого исследуем, как меняется энергия системы в процессе изменения формы дислокационной петли и перемещения ее участков в месте стыка трубок. Строгое аналитическое решение этой задачи, по-видимому, невозможно, так что будем пользоваться приближением линейного натяжения. Использование этого приближения корректно в том случае, если толщина стенки трубки много меньше ее радиуса: $h \ll R$. В такой ситуации экранировка упругих

полей дислокационной петли свободной внутренней поверхностью трубок оказывается эффективнее, чем экранировка за счет петлевой формы дислокации [32,33], и в качестве погонной упругой энергии дислокации можно взять решение для прямолинейной дислокации, расположенной на границе слоя и упругого полупространства с разными упругими модулями.

Энергию системы в исходном состоянии, когда дислокационная петля поджата к стыку трубок и залегает в плоскости $y = 0$, в рамках выбранного приближения можно записать в виде

$$W_0 = 2\pi R b^2 (w_{e1} + \bar{D}), \quad (1)$$

где b — модуль вектора Бюргерса дислокационной петли, $b^2 w_{e1}$ — погонная упругая энергия прямолинейной краевой дислокации, вектор Бюргерса которой лежит в плоскости границы слоя и полупространства, а $b^2 \bar{D}$ — погонная энергия ядра этой дислокации. Выражение для w_{e1} можно получить, используя решение [34,35] для краевой дислокации в тонкой двухслойной разномодульной пластине в предельном случае, когда толщина одного из слоев стремится к бесконечности. Выполнив необходимые преобразования, имеем

$$w_{e1} = D_1 \left\{ \frac{2 - A - B}{2} \ln \frac{h}{b} + \int_0^{+\infty} \frac{e^{-hs}}{s p(s)} [f_{y1}(s) g_{y1}(s) + f_{y2}(s) g_{y2}(s)] ds \right\}, \quad (2)$$

где

$$D_1 = G_1 / [\pi(k_1 + 1)], \quad k_1 = 3 - 4\nu_1,$$

$$A = (1 - \Gamma) / (1 + k_1 \Gamma),$$

$$B = (k_2 - k_1 \Gamma) / (k_2 + \Gamma), \quad \Gamma = G_2 / G_1$$

и

$$f_{y1}(s) = -(1 - A)hs + \frac{A - B}{2} + e^{-2hs} \left[A(1 - B)hs - \frac{A - B}{2} \right], \quad (3)$$

$$f_{y2}(s) = (1 - A)hs - \frac{2 - A - B}{2} + e^{-2hs} \left[A(1 - B)hs - AB + \frac{A + B}{2} \right], \quad (4)$$

$$g_{y1}(s) = e^{-(h-b)s} (h - b)s + e^{-(h+b)s} \left[2Ahs^2 - A(h - b)s - \frac{A - B}{2} \right] - e^{-2hs} \left[2Ah^2 s^2 - \frac{A - B}{2} \right], \quad (5)$$

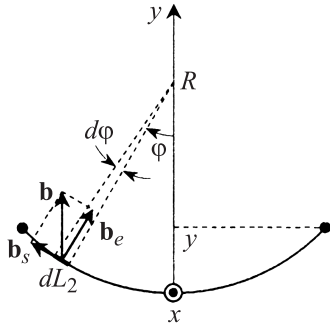


Рис. 2. Геометрия дислокационной полупетли скольжения.

$$g_{y2}(s) = -1 + e^{-(h-b)s} [1 - (h-b)s] - e^{-(h+b)s} \left[2Ahbs^2 - A(h+b)s + \frac{A+B}{2} \right] + e^{-2hs} \left[2Ah^2s^2 - 2Ahs + \frac{A+B}{2} \right], \quad (6)$$

$$p(s) = 1 - 2e^{-2hs} \left(2Ah^2s^2 + \frac{A+B}{2} \right) + e^{-4hs} AB. \quad (7)$$

Параметр \bar{D} , определяющий погонную энергию ядра дислокации, можно оценить как [32,33]

$$\bar{D} = \frac{D_1 + D_2}{2} = \frac{D_1}{2} \left(1 + \Gamma \frac{1 - \nu_1}{1 - \nu_2} \right). \quad (8)$$

Здесь $D_2 = G_2 / [\pi(k_2 + 1)]$ и $k_2 = 3 - 4\nu_2$.

Энергию пространственной дислокационной петли, состоящей из призматической полупетли 1, залегающей в плоскости $0 < y < 2R$, и полупетли скольжения 2, образовавшейся в плоскости $x = R$ вокруг „горизонтальной“ трубки, представим в виде суммы

$$W(y) = W_1(y) + W_2(y), \quad (9)$$

где первое слагаемое — это энергия полупетли 1, а второе — энергия полупетли 2. Первое определяется выражением

$$W_1(y) = b^2 L_1(y) (w_{e1} + \bar{D}), \quad (10)$$

где $L_1(y)$ — длина полупетли 1. Из элементарной геометрии изменения сечения стыка трубок с координатой y (рис. 1) следует, что

$$L_1(y) = 2R \left(1 + \frac{\pi}{2} - \frac{|R-y|}{R} + \arcsin \frac{|R-y|}{R} \right). \quad (11)$$

Действительно, легко проверить, что при $y = 0$ и $y = 2R$ это выражение дает длину окружности $L_1(0) = L_1(2R) = 2\pi R$, и в этих точках $W_1(0) = W_1(2R) \equiv W_0$. В середине стыка трубок, при $y = R$, длина полупетли 1 достигает наименьшего значения $L_1(R) = (2 + \pi)R$.

Второе слагаемое суммы (9) определить несколько сложнее, поскольку полупетля 2 представляет собой

линию дислокации смешанного типа с переменными краевой и винтовой компонентами. Рассмотрим бесконечно малую дугу длиной dL_2 этой полупетли, положение которой задается углом φ , отсчитываемым от оси x (рис. 2). В приближении линейного натяжения энергия этой дуги определяется суммой вкладов от краевой и винтовой составляющих дислокации

$$dW_2 = \{b_e^2(\varphi)(w_{e2} + \bar{D}) + b_s^2(\varphi)[w_s + \bar{G}/(4\pi)]\} dL_2, \quad (12)$$

где $b_e(\varphi) = b \cos \varphi$ — величина краевой компоненты вектора Бюргерса, $b_s(\varphi) = b \sin \varphi$ — величина его винтовой компоненты, $b_e^2(\varphi)w_{e2}$ — погонная упругая энергия прямолинейной краевой дислокации, вектор Бюргерса которой перпендикулярен плоскости границы слоя и полупространства, $b_e^2(\varphi)\bar{D}$ — погонная энергия ядра этой дислокации, $b_s^2(\varphi)w_s$ — погонная упругая энергия винтовой дислокации, залегающей на границе слоя и полупространства, $b_s^2(\varphi)\bar{G}/(4\pi)$ — погонная энергия ядра такой дислокации, $\bar{G} = (G_1 + G_2)/2$. Тогда энергию $W_2(y)$ можно записать в виде интеграла

$$W_2(y) = 2 \int_0^{L_2/2} \{b_e^2(\varphi)(w_{e2} + \bar{D}) + b_s^2(\varphi)[w_s + \bar{G}/(4\pi)]\} dL_2, \quad (13)$$

что с учетом очевидного равенства $dL_2 = R d\varphi$ дает

$$W_2(y) = 2Rb^2 \int_0^{L_2/(2R)} \{ (w_{e2} + \bar{D}) \cos^2 \varphi + [w_s + \bar{G}/(4\pi)] \times \sin^2 \varphi \} d\varphi = \frac{Rb^2}{2} \left\{ (w_{e2} + \bar{D}) \left(\frac{L_2}{R} + \sin \frac{L_2}{R} \right) + \left(w_s + \frac{\bar{G}}{4\pi} \right) \left(\frac{L_2}{R} - \sin \frac{L_2}{R} \right) \right\}. \quad (14)$$

Выражая длину дуги L_2 через координату y полупетли 1

$$L_2(y) = R \left(\pi + 2 \arcsin \frac{y-R}{R} \right) \quad (15)$$

и подставляя это выражение в формулу (14), получаем

$$W_2(y) = Rb^2 \left\{ (w_{e2} + \bar{D}) \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{y-R}{R} \right) - \frac{(y-R)\sqrt{2Ry-y^2}}{R^2} \right\} + \left(w_s + \frac{\bar{G}}{4\pi} \right) \times \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{y-R}{R} + \frac{(y-R)\sqrt{2Ry-y^2}}{R^2} \right). \quad (16)$$

Выражение для w_{e2} получаем тем же способом, что и для w_{e1} , — предельным переходом в решении [34,35] для энергии краевой дислокации в двухслойной пластине.

В результате преобразований находим

$$w_{e2} = D_1 \left\{ \frac{2-A-B}{2} \ln \frac{h}{b} - \int_0^{+\infty} \frac{e^{-hs}}{sp(s)} [f_{x1}(s)g_{x1}(s) + f_{x2}(s)g_{x2}(s)] ds \right\}, \quad (17)$$

где

$$f_{x1}(s) = 1 + (1-A)hs - \frac{A+B}{2} + e^{-2hs} \left[A(1-B)hs + AB - \frac{A+B}{2} \right], \quad (18)$$

$$f_{x2}(s) = (1-A)hs + \frac{A-B}{2} - e^{-2hs} \left[A(1-B)hs + \frac{A-B}{2} \right], \quad (19)$$

$$g_{x1}(s) = -1 + e^{-(h-b)s} [1 + (h-b)s] - e^{-(h+b)s} \left[2Ahs^2 + A(h+b)s + \frac{A+B}{2} \right] + e^{-2hs} \left[2Ah^2s^2 + \frac{A+B}{2} \right], \quad (20)$$

$$g_{x2}(s) = e^{-(h-b)s} (h-b)s - e^{-(h+b)s} \left[2Ahs^2 + A(h-b)s - \frac{A-B}{2} \right] + e^{-2hs} \left[2Ah^2s^2 - \frac{A-B}{2} \right], \quad (21)$$

а $p(s)$ определяется по формуле (7).

Для расчета погонной энергии винтовой компоненты можно использовать схему решения методом бесконечных рядов дислокаций изображения, изложенную в работе [36]. Следуя этой схеме и опуская промежуточные выкладки, получаем решение в виде бесконечного ряда

$$w_s = \frac{G_1}{4\pi} \left\{ \ln \frac{2h-b}{b} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right)^n \ln \frac{4h^2n^2 - (2h-b)^2}{4h^2n^2 - b^2} \right\}. \quad (22)$$

Таким образом, все составляющие энергии (9) определены. Тогда изменение энергии системы при переходе от плоской круглой призматической дислокационной петли к пространственной петле (рис. 1), состоящей из призматической полупетли 1 и полупетли скольжения 2, определяется выражением

$$\Delta W(y) = W(y) - W_0 - A(y), \quad (23)$$

где A — работа приложенного сдвигового напряжения τ на перемещении призматической полупетли 1 из точки $y = 0$ в точку y . Пренебрегая локальным изменением напряжения τ в стыке труб, получаем

$$A(y) \approx 2\pi R b y \tau. \quad (24)$$

3. Результаты

Рассмотрим, как меняется энергия системы при различных значениях приложенного сдвигового напряжения τ . Поскольку в подавляющем большинстве случаев нанотрубки изготовлены из значительно более жесткого материала, чем материал матрицы, примем, что $\Gamma = G_2/G_1 = 0.1$. При этом разницей в коэффициентах Пуассона будем пренебрегать и положим $\nu_1 = \nu_2 = 0.3$.

На рис. 3 показаны кривые $\Delta W(y)$, построенные численно по формулам предыдущего раздела для следующих параметров модели: $R = 15b$, $h = 2b$ и $\tau = (0 \dots 16)G_1/1000$. В качестве начальной точки координаты y взято элементарное перемещение призматической петли на одно межатомное расстояние b , т.е. $y/R = 0.067$. Видно, что при малом значении τ (здесь при $\tau = 0$) изменение энергии оказывается положительным для любого y . Это означает, что при таком малом напряжении призматическая дислокационная петля не может преодолеть стык труб. При среднем значении τ (здесь при $\tau = (4 \dots 10)G_1/1000$) изменение энергии положительно в области малых y и отрицательно в области больших (рис. 3, а). Это означает, что для перехода через стык труб петля должна преодолеть некоторый энергетический барьер высотой меньше или порядка $0.02G_1b^2R = 0.3G_1b^3$. При больших значени-

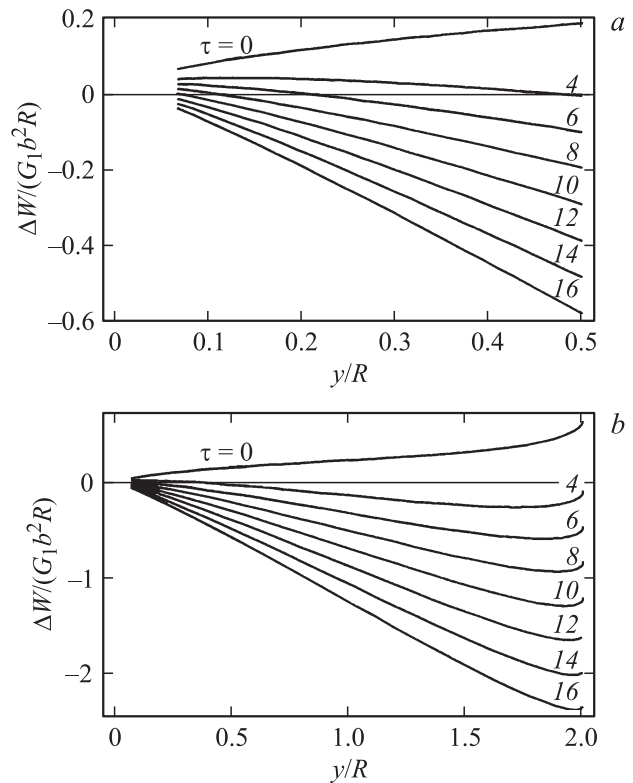


Рис. 3. Зависимость изменения энергии ΔW от приведенного расстояния y/R , пройденного полупетлей 1 на начальном (а) и на всем участке (б) стыка труб при $\Gamma = 0.1$, $R = 15b$, $h = 2b$. Значения приложенного сдвигового напряжения τ указаны около кривых в единицах $G_1/1000$.

ях τ этот барьер пропадает, изменение энергии ΔW становится отрицательным для любого y и монотонно спадает, достигая минимума вблизи $y = 2R$ (рис. 3, *b*). Следовательно, при таких напряжениях призматическая петля свободно преодолевает стык трубок по описанному выше механизму.

Критическое значение $\tau = \tau_c$, при котором становится энергетически выгодным безбарьерное преодоление петель стыка трубок, определяется в данном случае условием $\Delta W(y = b) = 0$, откуда сразу получаем

$$\tau_c = \frac{W(y = b) - W_0}{2\pi R b^2}. \quad (25)$$

Зависимость $\tau_c(R/b)$ для разных толщин стенки трубки h показана на рис. 4. Видно, что критическое напряжение τ_c быстро спадает с увеличением радиуса трубки в области относительно малых R (меньше или порядка $200b \approx 60 \text{ nm}$ при $b \approx 0.3 \text{ nm}$) и медленно — в области больших R . Это критическое напряжение совсем невелико — при $R = 50b \approx 15 \text{ nm}$ оно составляет величину порядка $G_1/200 \dots G_1/189$, в зависимости от толщины стенки трубки h . В случае предельно тонкой нанотрубки радиуса $R = 10b \approx 3 \text{ nm}$ с толщиной стенки $h = 2b \approx 0.6 \text{ nm}$, для которой предложенное континуальное описание еще можно считать корректным, получаем значительно более высокое критическое напряжение $\tau_c \approx G_1/79$ (см. вставку на рис. 4).

Интересный и необычный результат — увеличение τ_c с уменьшением толщины h . На первый взгляд, зависимость должна быть обратной, ведь с ростом h увеличивается энергия дислокационной петли. Однако разные слагаемые этой энергии по-разному меняются с увеличением h . На рис. 5 показаны зависимости энергий W_0, W_1, W_2 и их суперпозиции $W' = W_1 + W_2 - W_0$ от толщины стенки h в начальной точке $y = b$. Энергия призматической петли в исходном состоянии (W_0) растет с h несколько быстрее, чем ее энергия в точке $y = b(W_1)$,

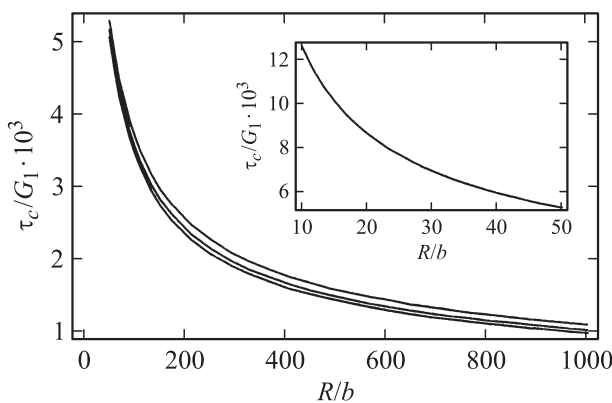


Рис. 4. Зависимость критического напряжения τ_c от приведенного радиуса трубки R/b при $\Gamma = 0.1$ и значениях приведенной толщины стенки трубки $h/b = 2, 5$ и 10 (сверху вниз). На вставке показана та же зависимость при $\Gamma = 0.1$ и $h/b = 2$ в области относительно малых значений R/b .

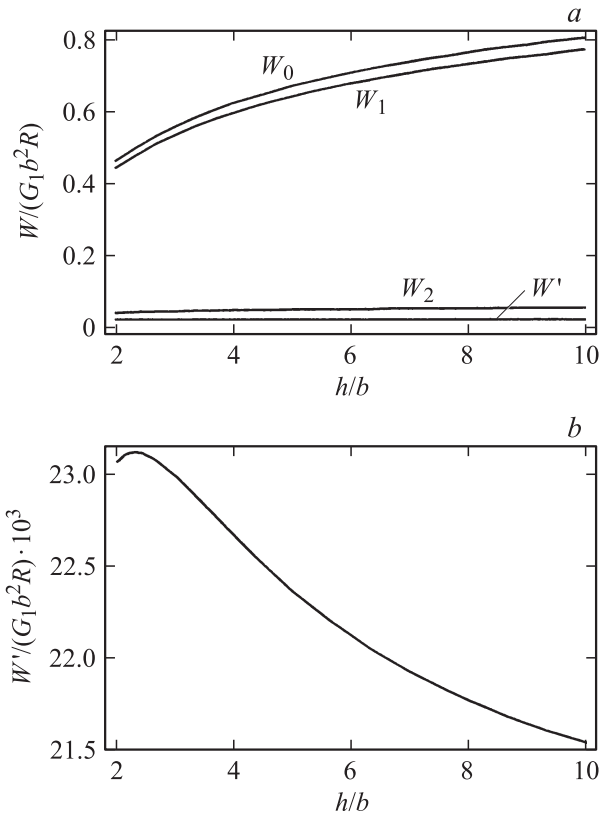


Рис. 5. Зависимость различных составляющих энергии системы W_0, W_1 и W_2 (*a*) и их суперпозиции $W' = W_1 + W_2 - W_0$ (*a, b*) от приведенной толщины стенки трубки h/b при $y = b$, $\Gamma = 0.1$ и $R = 100b$.

и значительно быстрее, чем энергия полупетли скольжения в точке $y = b(W_2)$ (рис. 5, *a*). Поэтому изменение энергии W' с увеличением h ведет себя немонотонно — сначала растет и достигает максимума вблизи $h = 2b$, а затем убывает (рис. 5, *b*). Соответственно ведет себя и критическое напряжение τ_c , падая с ростом h .

Таким образом, используя самые тонкостенные нанотрубки наименьшего радиуса, можно получить наибольшее упрочнение нанокompозита за счет их тройных стыков.

4. Заключение

Предложенная теоретическая модель описывает пластическую деформацию в нанокompозитах на границах между тройными стыками нанотрубок и окружающей матрицей. В рамках модели проскальзывание нанотрубок по границе с матрицей происходит путем зарождения и скольжения призматических дислокационных петель, которые охватывают нанотрубки. Скользящая по границе между нанотрубкой и матрицей дислокационная петля тормозится стыком нанотрубок и может его преодолеть, если приложенное к ней сдвиговое напряжение достигнет некоторого критического уровня. Это критическое напряжение τ_c увеличивается по мере

уменьшения радиуса и толщины стенки нанотрубок. Поскольку процессы пластической деформации на межфазных границах между нанотрубками и матрицей оказывают существенное влияние на упрочнение и вязкость разрушения нанокомпозита, критическое напряжение τ_c может служить характеристикой последних: чем выше τ_c , тем выше должны быть прочность и вязкость разрушения нанокомпозита. В частности, рост критического напряжения τ_c , обусловленный присутствием тройных стыков нанотрубок, должен приводить к повышению вязкости разрушения за счет затруднения их выдергивания из матрицы.

Таким образом, в соответствии с результатами предложенной теоретической модели внедрение тончайших нанотрубок, таких как однослойные углеродные нанотрубки, с тройными стыками должно приводить к наибольшему упрочнению и повышению вязкости разрушения таких нанокомпозитов. Этот вывод хорошо согласуется с результатами экспериментов [21–23].

Список литературы

- [1] P.A. Андриевский, Г.В. Калинин, N. Hellgren, P. Sandstrom, Д.В. Штанский. ФТТ **42**, 1624 (2000).
- [2] Д.В. Штанский, С.А. Кулинич, Е.А. Левашов, J.J. Moore. ФТТ **45**, 1122 (2003).
- [3] S. Veprek. Rev. Adv. Mater. Sci. **5**, 6 (2003).
- [4] S.C. Tjong, H. Chen. Mater. Sci. Eng. R **45**, 1 (2004).
- [5] Г.В. Калинин, P.A. Андриевский, В.Н. Копылов, D. Louzguine. ФТТ **50**, 359 (2008).
- [6] D. Galvan, Y.T. Pei, J.Th.M. De Hosson. Surf. Coat. Technol. **200**, 6718 (2006).
- [7] A. Mukhopadhyay, B. Basu. Int. Mater. Rev. **52**, 257 (2007).
- [8] C.C. Koch, I.A. Ovid'ko, S. Seal, S. Veprek. Structural nanocrystalline materials: fundamentals and applications. Cambridge University Press, Cambridge (2007). 378 p.
- [9] A. Swiderska-Sroda, G. Kalisz, B. Palosz, N. Herlin-Boime. Rev. Adv. Mater. Sci. **18**, 422 (2008).
- [10] P.A. Андриевский, А.М. Глезер. УФН **179**, 337 (2009).
- [11] E.T. Thostenson, Z. Ren, T.W. Chou. Compos. Sci. Technol. **61**, 1899 (2001).
- [12] J. Cho, A.R. Boccaccini, M.S.P. Shaffer. J. Mater. Sci. **44**, 1934 (2009).
- [13] S.I. Cha, K.T. Kim, S.N. Arshad, C.B. Mo, S.H. Hong. Adv. Mater. **17**, 1377 (2005).
- [14] Y. Feng, H.L. Yuan, M. Zhang. Mater. Charact. **55**, 211 (2005).
- [15] R. George, K.T. Kashyap, R. Rahul, S. Yamdagni. Scripta Mater. **53**, 1159 (2005).
- [16] H.J. Choi, G.B. Kwon, G.Y. Lee, D.H. Bae. Scripta Mater. **59**, 360 (2008).
- [17] P.Q. Dai, W.C. Xu, Q.Y. Huang. Mater. Sci. Eng. A **483–484**, 172 (2008).
- [18] J. Kang, P. Nash, J. Li, C. Shi, N. Zhao. Nanotechnology **20**, 235 607 (2009).
- [19] R.Z. Ma, J. Wu, B.Q. Wei, J. Liang, D.H. Wu. J. Mater. Sci. **33**, 5243 (1998).
- [20] J. Ning, J. Zhang, Y. Pan, J. Guo. Mater. Sci. Eng. A **357**, 392 (2003).
- [21] G.D. Zhan, J.D. Kuntz, J. Wan, A.K. Mukherjee. Nature Mater. **2**, 38 (2003).
- [22] J.D. Kuntz, G.D. Zhan, A.K. Mukherjee. MRS Bull. **29**, 22 (2004).
- [23] G.D. Zhan, A.K. Mukherjee. Rev. Adv. Mater. Sci. **10**, 185 (2005).
- [24] K. Balani, T. Zhang, A. Karakoti, W.Z. Li, S. Seal, A. Agarwal. Acta Mater. **56**, 571 (2008).
- [25] V. Singh, R. Diaz, K. Balani, A. Agarwal, S. Seal. Acta Mater. **57**, 335 (2009).
- [26] J. Li, G. Papadopoulos, J. Xu. Nature **402**, 253 (1999).
- [27] B.O. Satishkumar, P.J. Thomas, A. Govindaraj, C.N.R. Rao. Appl. Phys. Lett. **77**, 2530 (2000).
- [28] M. Terrones, F. Banhart, N. Grobert, J.-C. Charlier, H. Terrones, P.M. Ajayan. Phys. Rev. Lett. **89**, 075 505 (2002).
- [29] J.M. Ting, C.C. Chang. Appl. Phys. Lett. **80**, 324 (2002).
- [30] P. Ghosh, M. Subramanian, R.A. Afre, M. Zamri, T. Soga, T. Jimbo, V. Filip, M. Tanemura. Appl. Surf. Sci. **255**, 4611 (2009).
- [31] J. Zou, L. Pu, X. Bao, D. Feng. Appl. Phys. Lett. **80**, 1079 (2002).
- [32] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. ФТТ **50**, 1970 (2008).
- [33] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. Scripta Mater. **59**, 414 (2008).
- [34] M.Yu. Gutkin, A.E. Romanov. Phys. Status Solidi A **125**, 107 (1991).
- [35] M.Yu. Gutkin, A.E. Romanov. Phys. Status Solidi A **129**, 363 (1992).
- [36] M.L. Öveçoğlu, M.F. Doerner, W.D. Nix. Acta Met. **35**, 2947 (1987).